

Процессы отдачи в двумерном электронном газе в GaAs/AlGaAs квантовых ямах в сильных магнитных полях

Г. Финкельштейн, Х. Штрикман
И. Бар-Джозеф

1. Введение

Процессы отдачи (процессы Оже, shake up) являются фундаментальным многочастичным процессом, имеющим место при оптических переходах в присутствии электронного газа. В этом процессе рекомбинирующие электрон-дырочные пары возбуждают окружающие электроны посредством кулоновского взаимодействия. Это приводит к уменьшению энергии испускаемых фотонов на величину, переданную электронному газу. В частности, когда электрон из двумерного электронного газа (ДЭГ) рекомбинирует с фотовозбужденной дыркой в сильном магнитном поле, другой электрон может быть возбужден с определенного уровня Ландау (LL) на более высокий уровень Ландау, так что испускаемый фотон потеряет энергию $\sim \hbar\omega_c$. Действительно, ниже основной линии фотолюминесценции (ФЛ), обусловленной ДЭГ в InGaAs квантовых ямах [1–3] наблюдался ряд пиков, обусловленных процессами отдачи (ПО), с $n = 1, 2, 3$, который был недавно отмечен в GaAs квантовых ямах [4].

В этой работе представлены наши результаты по процессам отдачи в ФЛ, высокоподвижных ДЭГ в GaAs квантовых ямах в сильных магнитных полях. Мы обсудим зависимость линий, обусловленных ПО от фактора заполнения и температуры. Низкая концентрация примесей в этой системе, проявляющаяся в высокой подвижности ДЭГ, позволяет нам исследовать указанные процессы для делокализованных электронов и дырок. Мы исследовали две одиночные квантовые ямы шириной 20 нм, которые были допированы с помощью модуляции [4]. Различаются эти два образца только шириной спейсера: 50 нм в первом образце и 15 нм во втором. После подсветки электронные плотности составляли $\sim 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\sim 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно, и подвижность в образцах достигала порядка $10^6 \text{ см}^2 (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$. Измерения проводились при температурах $T = 1,5 \text{ К}$ и $4,2 \text{ К}$.

2. SU_1 -линия

На рисунке 1 представлено несколько ФЛ-спектров для образца с низкой электронной плотностью при $T = 1,5 \text{ К}$ в разных магнитных полях вблизи $\nu = 2$ (4,75 Тл). Спектральные особенности, отмеченные как LL_0 и LL_1 , обусловлены рекомбинацией электронов с двух низших уровней Ландау с фотовозбужденными дырками. В низкоэнергетической части этого спектра наблюдаются две линии, вызванные ПО: линии SU_1 и SU_0 [2, 4]. Линия SU_0 соответствует сильной эмиссии и по интенсивности сравнима с основной линией ФЛ (рис. 4) [4, 5].

Важным результатом, представленным на рис. 1, является сильное уменьшение интенсивностей линий как SU_1 , так и SU_0 в узком интервале магнитных полей вблизи $\nu = 2$. Для объяснения такого поведения мы рассмотрели амплитуду квантовомеханического пере-

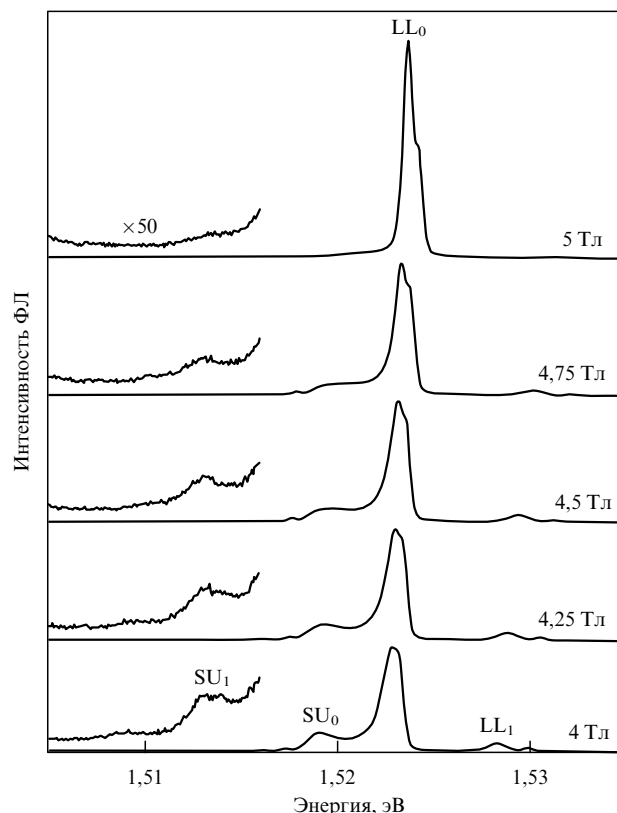


Рис. 1. Спектры ФЛ образца с плотностью $n \approx 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для некоторых значений магнитных полей вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ ($B = 4,75 \text{ Тл}$) при $T = 1,5 \text{ К}$.

хода низшего порядка между начальным и конечным состояниями электронной системы, происходящего в процессе SU_n -рекомбинации [4]. Существуют два основных вклада в эту амплитуду (рис. 2):

1. Дырка из валентной зоны виртуально переходит на некоторый уровень Ландау LL_m и возбуждает электрон на более высокий уровень Ландау. Затем эта дырка рекомбинирует с другим электроном с того же самого уровня LL_m .

2. Дырка из валентной зоны рекомбинирует с электроном с уровня LL_0 . Затем электрон с уровня LL_m опускается на свободное место на уровне LL_0 , переводя другой электрон на более высокий уровень.

В обоих случаях электрон с уровня LL_m отсутствует в конечном состоянии, поэтому в дальнейшем можно

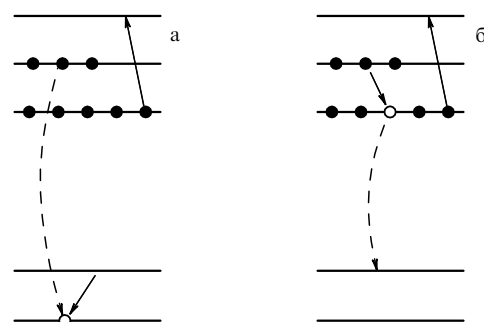


Рис. 2. Схематическое представление двух процессов, дающих вклад в линию SU_1 .

считать, что электрон с уровня LL_m рекомбинирует с дыркой из валентной зоны. (По правилам отбора прямая рекомбинация электронов с уровня $LL_{m \neq 0}$ с дырками с уровня LL_0 запрещена.) Когда электрон с нижнего уровня Ландау рекомбинирует ($m = 0$), эти два указанных вклада в амплитуду перехода в точности аннулируют друг друга и линия, обусловленная ВЭ, исчезает. Это происходит в случае, когда $\nu < 2$ и все электроны находятся на нижнем уровне Ландау. С другой стороны, при $\nu > 2$ электрон может рекомбинировать с более высокого уровня Ландау, и интенсивность линии от ПО конечна. Например, два процесса, схематически изображенные на рис. 2, имеют $m = 1$ и не аннулируют друг друга. Это служит причиной появления SU_1 -линии.

В подавлении интенсивности ПО при $\nu < 2$ фактически проявляется скрытая симметрия электрон-дырочной системы на нижнем уровне Ландау [6]. Показано, что многочастичное взаимодействие не влияет на оптический спектр такой системы, который состоит только из одной линии, точно соответствующей энергии рекомбинации экситона. Когда эта скрытая симметрия нарушается, проявляются многочастичные эффекты, такие как ПО. В частности, сильное нарушение симметрии происходит, когда заняты более высокие электронные уровни Ландау ($\nu > 2$).

3. SU_0 -линия

Теперь обсудим природу линии SU_0 и причины ее гигантской интенсивности. Для простоты мы будем рассматривать случай $2 < \nu < 4$. Резонансный процесс, имеющий отношение к этому случаю, представлен схематически на рис. 3. А именно, дырка из валентной зоны рекомбинирует с электроном с уровня LL_0 . Затем электрон с уровня LL_1 опускается на свободное место на уровне LL_0 , возбуждая другой электрон на следующий уровень Ландау. Из-за кулоновского взаимодействия энергия электронного возбуждения на следующий уровень Ландау больше $\hbar\omega_c$ на некоторую величину ΔE [7]. В результате сохранения энергии линия SU_0 сдвигается на ΔE в сторону более низких энергий относительно уровня LL_0 . Можно показать, что та же энергия ΔE входит в знаменатель выражения для амплитуды квантовомеханического перехода SU_0 . Таким образом, вероятность перехода SU_0 пропорциональна ΔE^{-2} . Аналогично вероятность перехода SU_1 , который сдвигается от уровня LL_0 на $\sim \hbar\omega_c$, пропорциональна $(\hbar\omega_c)^{-2}$. Следовательно, линия SU_0 усилена по сравнению с нерезонансной линией SU_1 на фактор $\sim (\hbar\omega_c/\Delta E)^2$. Выделение $\hbar\omega_c$ и ΔE из энергии расщепления ФЛ дает порядок величины усиления интенсивности линии SU_0 по сравнению с SU_1 .

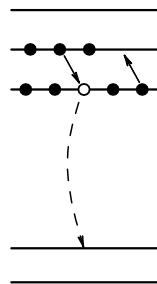


Рис. 3. Схематическое представление резонансного процесса, дающего вклад в линию SU_0 .

Измеренное отношение интенсивностей SU_0 и SU_1 находится в согласии с этой оценкой.

Проследив за изменением линии SU_0 в окрестности $\nu = 2$ (см. рис. 1), мы заметим, что по мере того, как ее интенсивность уменьшается, возрастает вклад от низкоспиновой компоненты уровня LL_0 , а высокоспиновая компонента этого уровня остается неизменной. Такое поведение подтверждает наше представление процесса SU_0 как процесса, связанного с рекомбинацией электронов с уровня LL_1 . Действительно, при факторах заполнения несколько выше $\nu = 2$ электроны на уровне LL_1 занимают только нижний спиновый подуровень и конкурируют с электронами с нижнего спинового подуровня LL_0 при рекомбинации с одними и теми же дырками. С другой стороны, электроны с верхнего спинового подуровня LL_0 рекомбинируют с дырками с противоположной поляризацией спина. Постоянство интенсивности высокоспиновой компоненты уровня LL_0 свидетельствует о том, что равновесие в распределении дырок между этими двумя компонентами нарушено, вероятно, магнитным полем.

Сейчас мы хотим обсудить особую зависимость формы линии SU_0 от фактора заполнения и температуры (рис. 4). Видно, что форма этой линии при $T = 1,5$ К очень чувствительна к фактору заполнения. Следя за изменением формы этой линии при изменении фактора заполнения, заметим определенную зависимость: эта линия имеет широкое плечо при $\nu > 5$, которое превращается в пик при $4 < \nu < 5$ и опять в широкое плечо при $3 < \nu < 4$, а затем опять становится резким пиком при $2 < \nu < 3$ (рис. 4а). Стоит отметить, что эти изменения в форме линии очень резкие и происходят в узком диапазоне магнитных полей вблизи нечетных факторов заполнения $\nu = 3, 5, \dots$. Исследуя эти изменения при 4,2 К, мы наблюдаем существенно другое поведение. А именно, форма линии с широким плечом сохраняется во всем изученном диапазоне магнитных полей (рис. 4б). Фактически, имеется большое сходство в форме линии SU_0 при $T = 1,5$ К и $3 < \nu < 4$ и форме линии, которая наблюдалась при $T = 4,2$ К (ср., например, спектр при $T = 4,2$ К и $\nu = 2,43$ со спектрами при $T = 1,5$ К и $\nu = 3,90$).

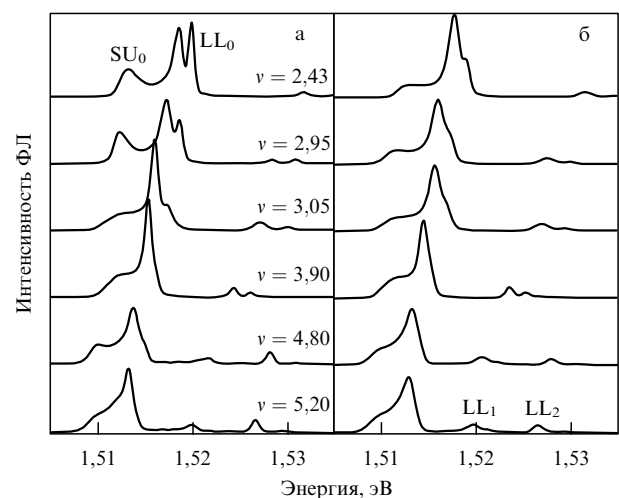


Рис. 4. Спектры ФЛ образца с плотностью $n \approx 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при некоторых значениях фактора заполнения: а) $T = 1,5$ К и б) $T = 4,2$ К.

Зависимость формы линии SU_0 от T и ν указывает на важность состояния спина электронов в самом верхнем частично занятом уровне Ландау. При 4,2 К температурное уширение подуровней больше ширины спиновой запрещенной щели, и электроны на этом уровне, как ожидается, занимают почти равновероятно оба спиновых состояния. При $T = 1,5$ К эти два состояния заняты при $3 < \nu < 4$ и $5 < \nu < 6$. Примечательно, что небольшое изменение в факторе заполнения выше $\nu = 3$ (и $\nu = 5$) приводит к существенному изменению формы линии поглощения (ср. спектры при $\nu = 2,95$ и $\nu = 3,05$).

4. Многочастичная природа возбуждений, обусловленных эффектом ПО

Обсудим природу возбуждений ДЭГ, обусловленных процессами отдачи. Для того чтобы подтвердить многочастичную природу этих процессов, мы экспериментально реализовали ситуацию, в которой многочастичные взаимодействия отсутствуют. Для этого мы прикладывали к образцу напряжение, которое вызывает локализацию электронов в ДЭГ. В непроводящем состоянии фотолюминесценция обусловлена экситонами и состоит из нейтральных (X) и отрицательно заряженных (X^-) экситонных линий (рис. 5, две нижние кривые). В магнитном поле наблюдаются узкие линии, обусловленные ПО, которые связаны с X^- -линией: когда один электрон в указанном экситонном комплексе рекомбинирует с дыркой, причем остающийся электрон возбуждается на более высокий уровень Ландау. Этот процесс является одночастичным возбуждением, и поэтому линия, обусловленная ПО, узкая и возникает при энергии $\hbar\omega_c$ ниже линии, обусловленной заряженными экситонами [8]. С другой стороны, линия SU_1 для более металлического состояния (две верхние кривые) расширяется и сдвигается в сторону низких энергий, при этом подразумевается, что возбуждение, обусловленное ПО, становится дисперсным. Таким образом, мы приходим к выводу, что многочастичная природа процессов ПО действительно проявляется в форме и спектральном положении линий, обусловленных процессами ПО. Заметим, что при использованных напряжениях основная линия ФЛ все еще остается узкой и практически не

отличается от линии X^- . Однако наблюдение дисперсии возбуждения, обусловленного ПО, позволяет нам заключить, что эта линия не является чисто линией X^- , а, скорее, обусловлена более чем двумя электронами, взаимодействующими с дыркой. После рекомбинации одного из электронов с дыркой другой электрон может уйти из спектра возбужденных состояний с энергией близкой, но не равной $\hbar\omega_c$.

Эта работа поддержана Израильской академией наук.

Список литературы

1. Butov LV et al. *Phys. Rev. B* **46** 13627 (1992)
2. Nash K J et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3115 (1993); Skolnick M S et al. *Phys. Rev. B* **50** 11771 (1994); *B* **47** 6823 (1993); *Sol. State Electron.* **37** 825 (1994)
3. Van der Meulen H P et al. *Surf. Sci.* **361/362** 372 (1996)
4. Finkelstein G, Shtrikman H, Bar-Joseph I *Phys. Rev. B* **56** (in press); *The Physics of Semiconductors, Berlin, 2331* Vol. 23 (Eds M Scheffler, R Zimmermann (Singapore: World Scientific, 1996)
5. Волков О В и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 38 (1997)
6. MacDonald A H, Rezayi E H *Phys. Rev. B* **42** 3224 (1990); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *J. Phys. A* **24** 415 (1991); Apalkov V M, Rashba E I *Phys. Rev. B* **46** 1628 (1992); MacDonald A H et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1939 (1992)
7. Бычков Ю А и др. *Письма в ЖЭТФ* **33** 143 (1981); Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
8. Finkelstein G, Shtrikman H, Bar-Joseph I *Phys. Rev. B* **53** 12593 (1996)

Экситонные комплексы в InGaAs/GaAs квантовых точках

В.Д. Кулаковский, М. Бауэр, М. Михель, А. Форхел, Т. Гутброд, Ф. Фаллер

Оптические исследования полупроводниковых квантовых точек (КТ) открывают новые возможности для изучения многочастичных атомов, состоящих из нескольких электронов (e) и дырок (h) или из многоэкситонных комплексов. В объеме и в квантовых ямах два экситона в биэкситоне пространственно локализованы эффективным кулоновским взаимодействием. Молекулы из трех и более экситонов в полупроводниках с простыми структурами зоны проводимости и зоны валентности неустойчивы из-за сильного отталкивания Паули между электронами (дырками) с одинаковыми спинами. В КТ геометрический удерживающий потенциал локализует экситоны в одной и той же области пространства. Кроме того, он обеспечивает дискретность уровней. Электрон-дырочное взаимодействие приводит к изменению энергий перехода в элементах матрицы перехода многоэкситонных комплексов. Влияние пространственного ограничения на энергию связи биэкситона в КТ недавно было исследовано экспериментально и теоретически [1–5].

В данной работе мы рассматриваем влияние внешнего магнитного поля на многоэкситонные состояния в InGaAs/GaAs квантовой яме (КЯ). В двумерном случае магнитное поле, перпендикулярное плоскости КЯ, преобразует непрерывный энергетический спектр электронов и дырок в дискретный спектр. В результате оптические спектры демонстрируют ярко выраженную струк-

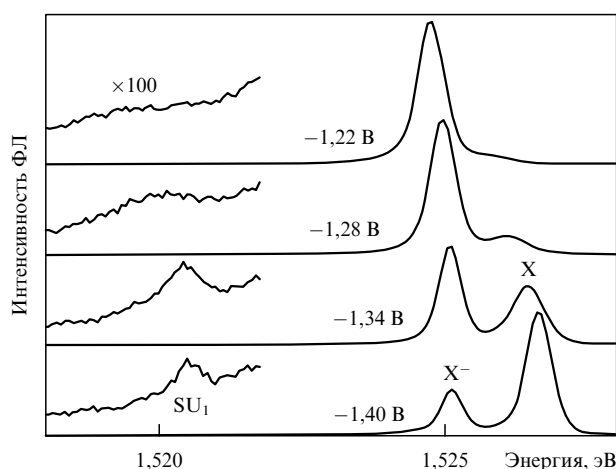


Рис. 5. Спектры ФЛ образца с более низкой электронной плотностью при $B = 3$ Тл для некоторых значений напряжения на затворе, $T = 1,5$ К.